

崔玉国, 王元新. 地基 ELF 线天线在地-电离层壳体中产生的场[J]. 电波科学学报, 2016, 31(5): 851-857. DOI: 10.13443/j. cjors. 2016051901

CUI Y G, WANG Y X. Fields excited by groundsill ELF linear antenna in earth-ionosphere cavity[J]. Chinese journal of radio science, 2016, 31(5): 851-857. (in Chinese). DOI: 10.13443/j. cjors. 2016051901

地基 ELF 线天线在地-电离层壳体中产生的场

崔玉国 王元新

(中国电波传播研究所 电波环境特性及模化技术重点实验室, 青岛 266107)

摘 要 为了研究地震产生的机理, 需要分析和研究地基极低频(Extreme-Low Frequency, ELF)电磁波的传播特性. 地基任意 ELF 线天线产生的电磁场可由 ELF 点源产生的电磁场进行叠加. 通过地基 ELF 点源电磁场的表达式导出了 ELF 线天线在地-电离层壳体中电磁场的表达式. 利用加速收敛算法得到了单条和两条 ELF 线天线产生电磁场的场强空间分布图, 用色标表示场强值在空间分布的强弱. 电场水平分量的场强值要比垂直分量的场强值小, 磁场水平分量的场强值要比垂直分量的场强值大. 而且两条线天线产生的场强值要比单条线天线产生的场强值大.

关键词 点源; 地-电离层壳体; 空间分布图; 色标

中图分类号 TN011

文献标志码 A

文章编号 1005-0388(2016)05-0851-07

DOI 10.13443/j. cjors. 2016051901

Fields excited by groundsill ELF linear antenna in earth-ionosphere cavity

CUI Yuguo WANG Yuanxin

(National Key Laboratory of Electromagnetic Environment, China Research Institute of
Radiowave Propagation, Qingdao 266107, China)

Abstract To study the mechanism of the earthquake production, we need to study the propagation characteristics of the groundsill extreme-low frequency(ELF) electromagnetic wave. The electromagnetic fields excited by the groundsill ELF arbitrary linear antenna may be the sum of the electromagnetic fields excited by the ELF dot sources. The expressions of electromagnetic fields excited by the groundsill ELF linear antenna in earth-ionosphere cavity are derived from the expressions of the electromagnetic fields excited by the ELF dot sources. The field intensity spatial distribution maps of the electromagnetic fields excited by the ELF single linear antenna and two linear antennas are obtained by the speed numerical convergence algorithm. The strong and weak field intensity values in the spatial distribution are expressed by the color code. The field intensity values of the horizontal electric field component are less than those of the vertical component, whereas, the field intensity values of the horizontal magnetic field component are larger than those of the vertical component. Furthermore, the field intensity values excited by two linear antennas are larger than those excited by the single linear antenna.

Keywords dot source; earth-ionosphere cavity; spatial distribution figure; color code

收稿日期: 2016-05-19

资助项目: 中电集团重点实验室专项基金(A171501023)

联系人: 王元新 E-mail: wyx781215@163.com

引言

近年来的观测研究表明,地震前几天或几小时将会出现大量的低频电磁辐射异常,它提供了明显的地震前兆信息^[1].地震电磁辐射是在地震的孕育过程中,由地震辐射源产生的电磁信号.它的出现为探索地震预测提供了新的方法和依据^[2],它已经成为地震日常监测预报特别是短临预报最有效的手段之一.地震孕育区的范围很大,产生的场极其复杂,其地下场源实际上是体电流或线电流.虽然地震前会出现全频段的辐射,但只有低频辐射到达地表,所以地震电磁辐射前兆主要能量集中在超低频(Super-Low Frequency, SLF)和极低频(Extreme-Low Frequency, ELF)频段^[3].

为了深入研究地震电磁辐射前兆的规律,必须进一步分析和研究 SLF 和 ELF 频段电波的传播规律.对于 ELF 频段,电波波长已可与地球周长相比拟,此时,地面与电离层之间的传播空间不能看作一个“波导”,而只能看作一个“壳体”,现有的 SLF 电波传播理论不能用于 ELF 频段的电波传播描述.近几年很多学者做了大量的理论研究工作,试图了解 ELF 频段的电波传播特性,但所得电磁场表达式中含有难以解析计算的广义索末菲积分^[4-5].

1999 年 Donald E. Barrick^[6]提出了一种 ELF 地上垂直电偶极子在地-电离层壳体中的球谐级数算法,并就地面和电离层都是理想导体条件下,导出了电磁场的解析表达式,从而算出了电磁场沿地面的变化规律,但作者没有进一步计算出地面与电离层都是非理想导电时的结果.有关 ELF 频段地面与电离层都是非理想导电时地上水平电偶极子和垂直电偶极子在地-电离层壳体中的计算结果本文作者已在前几篇文章^[7-8]中做了详细介绍.本文是在 Barrick 方法和已有工作的基础上对地基线天线进行研究,其产生的场可由点源产生的场进行叠加^[9].

1 地基 ELF 点源在地-电离层壳体中产生的场

1.1 理论计算物理模型

对于 ELF 频段,电波波长已与地球周长可拟,作为最简单的模型,我们把地面与电离层都理想化为球面均匀锐边界媒质,故本文的物理模型如图 1 所示.

取球坐标如图 1 所示,地面与电离层都理想化为一个具有一定表面阻抗的反射壁,分别记为 Δ_g 和 Δ_i ,它们距球心的距离分别为 r_a (6 370 km) 和 $r_c = r_a + h$, h 是电离层离地高度.激励源理想化为一个水平电偶极子,其电流距为 Idl ,放置在 $(r=r_b, \theta=0^\circ, \varphi=0^\circ)$ 处.

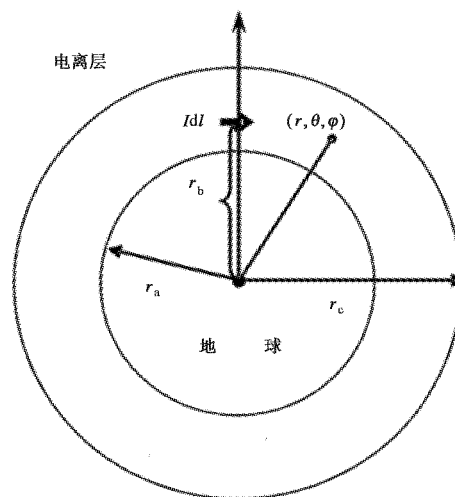


图 1 地-电离层壳体坐标示意图

1.2 点源在地层和大气层中产生场的球谐级数表达式

波导中的电磁场可由一对位函数来表示,即

$$\begin{cases} E_r = -\frac{1}{i\omega\epsilon} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + k^2 \right) U \\ H_r = -\frac{1}{i\omega\mu} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + k^2 \right) V \end{cases}; \quad (1)$$

$$\begin{cases} E_\theta = \frac{-1}{r \sin \theta} \frac{\partial V}{\partial \varphi} + \frac{1}{-i\omega\epsilon r} \frac{\partial^2 U}{\partial r \partial \theta} \\ H_\theta = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial U}{\partial \varphi} + \frac{1}{-i\omega\mu r} \frac{\partial^2 V}{\partial r \partial \theta} \end{cases}; \quad (2)$$

$$\begin{cases} E_\varphi = \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} + \frac{1}{-i\omega\epsilon r \sin \theta} \frac{\partial^2 U}{\partial r \partial \varphi} \\ H_\varphi = \frac{-1}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta} + \frac{1}{-i\omega\mu r \sin \theta} \frac{\partial^2 V}{\partial r \partial \varphi} \end{cases}. \quad (3)$$

除了场源所在处外,位函数应满足

$$(\nabla^2 + k^2) \frac{U}{r} = 0, \quad (4)$$

$$(\nabla^2 + k^2) \frac{V}{r} = 0. \quad (5)$$

由水平电偶极子产生的初始场和次级扰动场可以得到位函数的表达式为:

$$U = \frac{ikIdl}{4\pi v_b} \cos \varphi \begin{cases} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} [c_n H_n(v) + (H'_n(v_b) + b_n) j_n(v)] P_n^1(\cos \theta), v < v_b \\ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} [b_n j_n(v) + H_n(v)(c_n + j'_n(v_b))] P_n^1(\cos \theta), v > v_b \end{cases}; \quad (6)$$

$$V = \frac{iZ_0 kIdl}{4\pi v_b} \sin \varphi \begin{cases} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} [e_n H_n(v) + (H_n(v_b) + d_n) j_n(v)] P_n^1(\cos \theta), v < v_b \\ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} [d_n j_n(v) + H_n(v)(e_n + j'_n(v_b))] P_n^1(\cos \theta), v > v_b \end{cases}. \quad (7)$$

将位函数的表达式(6)、(7)代入式(1)、(2)和(3), 得到波导中场分量的表达式为:

$$E_\theta = -\frac{Z_0 k^2 Idl}{4\pi v_b} \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} [n(n+1)P_n(\cos \theta) - \cot \theta P_n^1(\cos \theta)] \left\{ \begin{aligned} &[(H'_n(v_b) + b_n)j'_n(v) + c_n H'_n(v)] - \\ &[b_n j'_n(v) + (j'_n(v_b) + c_n)H'_n(v)] \end{aligned} \right. - \frac{iZ_0 k^2 Idl}{4\pi v_b \sin \theta} \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} P_n^1(\cos \theta) \times \left\{ \begin{aligned} &[(H_n(v_b) + d_n)j_n(v) + e_n H_n(v)], v < v_b; \\ &[d_n j_n(v) + (j_n(v_b) + e_n)H_n(v)], v > v_b \end{aligned} \right. \quad (8)$$

$$E_\varphi = \frac{iZ_0 k^2 Idl}{4\pi v_b} \sin \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} [n(n+1)P_n(\cos \theta) - \cot \theta P_n^1(\cos \theta)] \left\{ \begin{aligned} &[(H_n(v_b) + d_n)j_n(v) + e_n H_n(v)] + \\ &[d_n j_n(v) + (j_n(v_b) + e_n)H_n(v)] \end{aligned} \right. + \frac{Z_0 k^2 Idl}{4\pi v_b \sin \theta} \sin \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} P_n^1(\cos \theta) \times \left\{ \begin{aligned} &[(H'_n(v_b) + b_n)j'_n(v) + c_n H'_n(v)], v < v_b \\ &[b_n j'_n(v) + (j'_n(v_b) + c_n)H'_n(v)], v > v_b \end{aligned} \right. \quad (9)$$

篇幅限制,其他分量表达式不再给出。 $P_n(x)$ 、 $P_n(x)$ 、 $j_n(v)$ 、 $H_n(v)$ 及其导数的算法可参考文献[7-8,10]。

在 $r = r_a$ 处,电磁场应满足地面的阻抗边界条件,即

$$\begin{cases} E_\theta = -\Delta_g Z_0 H_\varphi \Big|_{r=r_a} \\ E_\varphi = \Delta_g Z_0 H_\theta \Big|_{r=r_a} \end{cases}. \quad (10)$$

在 $r = r_c$ 处,电离层的阻抗边界条件为

$$\begin{cases} E_\theta = \Delta_i Z_0 H_\varphi \Big|_{r=r_c} \\ E_\varphi = -\Delta_i Z_0 H_\theta \Big|_{r=r_c} \end{cases}. \quad (11)$$

由上述阻抗边界条件可以得到各系数,其表达式可参考文献[8]。

1.3 加速收敛算法

电场分量 E_θ 的加速收敛算法的公式为

$$E_\theta = \sum_{n=1}^{\infty} E_{\theta n} = \sum_{n=1}^{\infty} (E_{\theta n} - \tilde{E}_{\theta n}) + \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{E}_{\theta n}. \quad (12)$$

式(12)中后一和式可解析求和,而前一和式中($E_{\theta n} - \tilde{E}_{\theta n}$)的幅度随 n 的增加迅速减小,级数将迅速收敛,起到了加速收敛作用.具体推导过程及表达式可参考文献[8].在此文献中已验证了此算法的正确性和有效性,与直接计算球谐级数的和相比,计算速度提高了很多倍.因此本文将采用此算法进行计算。

2 地基 ELF 任意线天线在地-电离层壳体中产生的场

2.1 理论计算物理模型

如图2所示,记天线坐标为 $M_s(x_s, y_s, 0)$, 观察点坐标为 $M_r(x_r, y_r, 0)$, 规定地面上正东方向为 x 方向,正北方向为 y 方向,天线上一小单元记为 dl_s , 它的方向为: $i_x dx_s + i_y dy_s$.

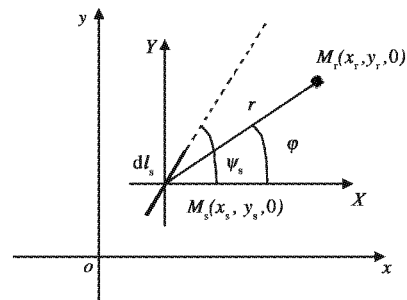


图2 天线单元及坐标转换示意图

观察点 $M_r(x_r, y_r, 0)$ 相对于天线单元中心的距离和方位(正东为 x 方向)应为:

$$r = [(x_r - x_s)^2 + (y_r - y_s)^2]^{1/2}; \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \varphi &= \arctan \frac{y_r - y_s}{x_r - x_s} \\ &= \arcsin\left(\frac{y_r - y_s}{r}\right) = \arccos\left(\frac{x_r - x_s}{r}\right). \end{aligned} \quad (14)$$

$d\mathbf{l}_s$ 天线单元的走向为

$$\psi_s = \arctan \frac{dy_s}{dx_s}. \quad (15)$$

观察点相对于 $d\mathbf{l}_s$ 单元的方位为

$$\varphi_s = \varphi - \psi_s. \quad (16)$$

2.2 任意线天线在地 - 电离层壳体中产生场的表达式

因为 $d\mathbf{l}_s$ 的走向沿天线有变化,故 i_θ 和 i_φ 对于不同的天线单元方向不一致,在考虑整个天线上电流产生的场时,需转换至直角坐标系.

球坐标转换到直角坐标需作如下变换:

$$\begin{cases} i_x = i_\theta \cos \varphi - i_\varphi \sin \varphi \\ i_y = i_\theta \sin \varphi + i_\varphi \cos \varphi \end{cases} \quad (17)$$

由此可以得到:

$$E_z = \frac{-Z_0 k^2 I(s) dl_s}{4\pi v_b v^2} \int_s e_z(s) I(s) dl_s; \quad (18)$$

$$E_x = \frac{Z_0 k^2 I(s) dl_s}{4\pi v_b v} \int_s (e_\theta(s) \cos \varphi - e_\varphi(s) \sin \varphi) I(s) dl_s; \quad (19)$$

$$H_z = \frac{-k^2 I(s) dl_s}{4\pi v_b v^2} \int_s h_z(s) I(s) dl_s. \quad (20)$$

式中:

$$\begin{aligned} e_z(s) &= \cos \varphi_s \begin{cases} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) [(H'_n(v_b) + b_n) j_n(v) + c_n H_n(v)] P_n^1(\cos \theta), v < v_b \\ \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) [b_n j_n(v) + H_n(v) c_n + H_n(v) j'_n(v_b)] P_n^1(\cos \theta), v > v_b \end{cases}; \\ e_\theta(s) &= -\cos \varphi_s \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} [n(n+1) P_n(\cos \theta) - \cot \theta P_n^1(\cos \theta)] \times \\ &\quad \begin{cases} [(H'_n(v_b) + b_n) j'_n(v) + c_n H'_n(v)] \\ [b_n j'_n(v) + (j'_n(v_b) + c_n) H'_n(v)] \end{cases} \\ &\quad \frac{i}{\sin \theta} \cos \varphi_s \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} \times P_n^1(\cos \theta) \times \\ &\quad \begin{cases} [(H_n(v_b) + d_n) j_n(v) + e_n H_n(v)], v < v_b \\ [d_n j_n(v) + (j_n(v_b) + e_n) H_n(v)], v > v_b \end{cases}; \\ e_\varphi(s) &= i \sin \varphi_s \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} [n(n+1) P_n(\cos \theta) - \cot \theta P_n^1(\cos \theta)] \times \\ &\quad \begin{cases} [(H_n(v_b) + d_n) j_n(v) + e_n H_n(v)] \\ [d_n j_n(v) + (j_n(v_b) + e_n) H_n(v)] \end{cases} \end{aligned}$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \sin \varphi_s \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} P_n^1(\cos \theta) \times \begin{cases} [(H'_n(v_b) + b_n) j'_n(v) + c_n H'_n(v)], v < v_b \\ [b_n j'_n(v) + (j'_n(v_b) + c_n) H'_n(v)], v > v_b \end{cases};$$

$$h_z(s) =$$

$$\sin \varphi_s \begin{cases} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) [(H_n(v_b) + d_n) j_n(v) + e_n H_n(v)] P_n^1(\cos \theta), v < v_b \\ \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) [d_n j_n(v) + H_n(v) e_n + H_n(v) j_n(v_b)] P_n^1(\cos \theta), v > v_b \end{cases}.$$

3 计算实例

3.1 地基单线天线在地面上产生电磁场的场强空间分布

计算如图3所示地上线天线在地面上产生电磁场的场强空间分布,取线天线长度100 km,电流为200 A,天线单元如图2所示.起始点坐标 $A(2,3)$,天线 AB 段长度为60 km,天线 BC 段长度为40 km,角度 $\psi_{s1}=60^\circ$, $\psi_{s2}=30^\circ$,位于地下20 km处,频率为 $f=10$ Hz 和 $f=1$ Hz. 低电离层离地高度 $h=70$ km,地球半径 $a=6370$ km,地面导电率 $\sigma_g=0.001$ s/m,电离层导电率 $\sigma_i=0.00001$ s/m.

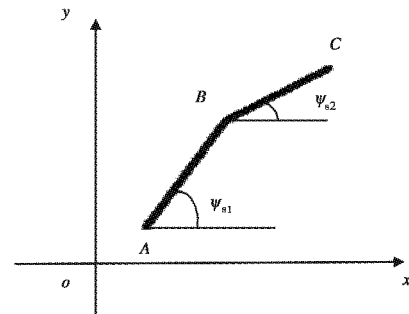


图3 单条线天线示意图

在图4中,我们分别利用加速收敛算法计算了地基单条 ELF 线天线产生的电磁场四个分量的场强空间分布.在每个分布图中,虽然色标值是不同的,但都用来表示场强在空间的分布强弱,暗红色表示场强值最强,深蓝色表示的场强值最弱.从图4可以看出:电场水平分量的场强值要比垂直分量的场强值小;磁场水平分量的场强值要比垂直分量的场强值大.

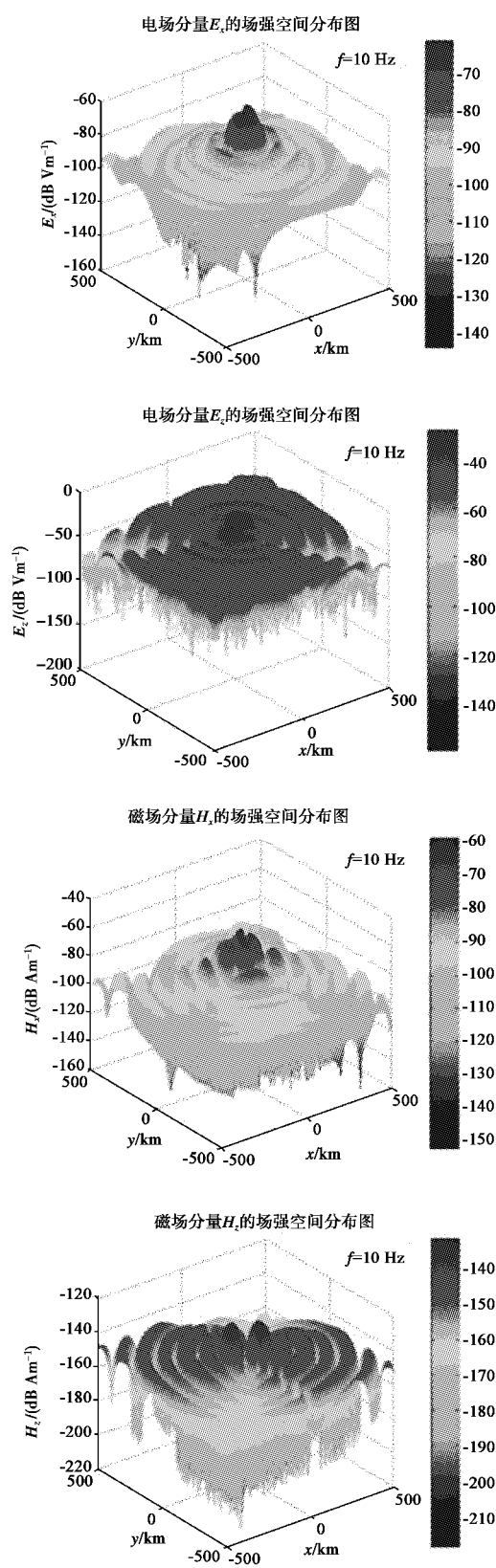


图4 单条线天线产生的电磁场分量的场强空间分布图

3.2 地基双线天线在地面上产生电磁场的场强空间分布

计算如图5所示地基两条线天线在地面上产生电磁场的场强空间分布,取线天线长度100 km,电流为200 A,天线单元如图2所示.起始点坐标 $A(2,3)$, $D(-3,4)$,天线 AB 段和 DE 段长度为60 km,天线 BC 段和 EF 段长度为40 km,角度 $\psi_{s1} = \psi_{s3} = 60^\circ$, $\psi_{s2} = \psi_{s4} = 30^\circ$,位于地下20 km处,频率为 $f=10$ Hz和 $f=1$ Hz.低电离层离地高度 $h=70$ km,地球半径 $a=6\,370$ km,地面导电率 $\sigma_g=0.001$ s/m,电离层导电率 $\sigma_i=0.000\,01$ s/m.

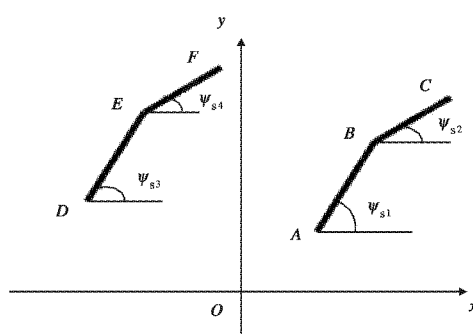
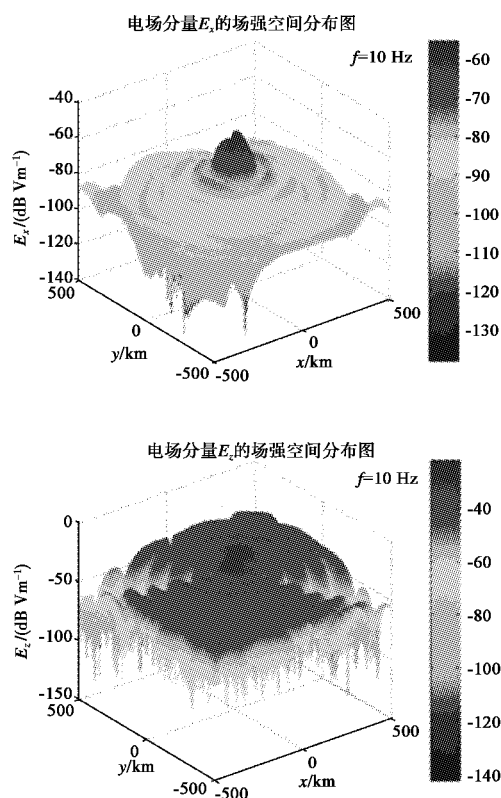


图5 两条线天线示意图



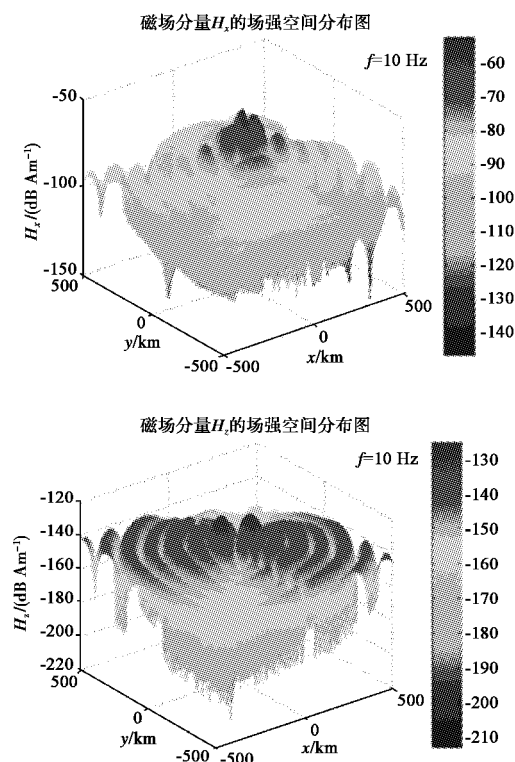


图6 两条天线产生的电磁场分量的场强空间分布图

在图6中,我们分别利用加速收敛算法计算了地基两条ELF线天线产生电磁场四个分量的场强空间分布.在每个分布图中,用色标值表示场强在空间的分布强弱.暗红色表示场强值最强,深蓝色表示的场强值最弱.从图6可以看出:电场水平分量的场强值要比垂直分量的场强值小;磁场水平分量的场强值要比垂直分量的场强值大.对比图4可以看出两条线天线产生的场强值要比单条线天线产生的场强值大.

4 结 论

为了研究更接近于实际的地震辐射源在地面上激起的电磁场的空间分布规律,本文利用加速收敛算法分析和研究了地基ELF线天线在地面上产生电磁场的空间分布规律.由于天线单元沿天线有变化,故在考虑整个天线上电流产生的场时,需转换至直角坐标系.地基任意ELF线天线在地-电离层壳体中产生的电磁场可由地基ELF点源产生的场进行叠加,求得ELF点源在地-电离层壳体中产生的电磁场的球谐级数表达式,从而可以求得地基任意线天线在半无限大地面空间中任意场点产生的电磁

场的场强值.

虽然低频电磁辐射异常是地震前兆之一,ELF辐射源与地震辐射源也有很大的相关性,但是通过本文的研究还无法对地震进行预测预报,目前地震辐射源的机理有待深入研究,还有很多工作要做.本文可为后续地震辐射源机理和预报方法研究打下良好基础.

参考文献

- [1] 丁鉴海, 申旭辉, 潘威炎, 等. 地震电磁前兆研究进展[J]. 电波科学学报, 2006, 21(5): 791-801.
DING J H, SHEN X H, PAN W Y, et al. Seismo-electromagnetism precursor research progress[J]. Chinese journal of radio science, 2006, 21(5): 791-801. (in Chinese)
- [2] 于海雁, 周洪娟, 乔晓林. 汶川 MS 8.0 地震前 ELF 异常电磁辐射传播分析[J]. 地震学报, 2010, 32(6): 641-648.
YU H Y, ZHOU H J, QIAO X L. Study on wave propagation of ELF emission anomaly before MS8.0 Wenchuan earthquake[J]. Acta seismologica sinica, 2010, 32(6): 641-648. (in Chinese)
- [3] 丁鉴海, 卢振业, 余素荣. 地震地磁学概论[M]. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2011.
- [4] 潘威炎. 长波超长波极长波传播[M]. 成都: 电子科技大学出版社, 2004.
- [5] 熊皓, 等. 无线电波传播[M]. 北京: 电子工业出版社, 2000.
- [6] BARRICK D E. Exact ULF/ELF dipole field strengths in the earth-ionosphere cavity over the Schumann resonance region; idealized boundaries[J]. Radio science, 1999, 34(1): 209-227.
- [7] WANG Y X, FAN W S, PAN W Y. Spherical harmonic series solution of fields excited by vertical electric dipole in earth-ionosphere cavity[J]. Frontiers of electrical and electronic engineering in China, 2008, 3(1): 61-69.
- [8] 王元新, 彭茜, 潘威炎, 等. SLF/ELF 水平电偶极子在地-电离层波导中的场[J]. 电波科学学报, 2007, 22(5): 728-734.
WANG Y X, PENG Q, PAN W Y, et al. The fields excited by SLF/ELF horizontal electric dipole in earth-ionosphere cavity[J]. Chinese journal of radio science, 2007, 22(5): 728-734. (in Chinese)
- [9] GRADSHTEYN I S, RYZHIK I M. Table of integrals, series, and products[M]. New York: Academic Press, 1980.

- [10] 王元新, 金荣洪, 耿军平. 地下 ELF 线天线在地-电离层壳体中产生的场[J]. 微波学报, 2011, 27(1): 26-31.
- WANG Y X, JIN R H, GENG J P. Fields excited by the ELF underground linear antenna in earth-ionosphere cavity[J]. Journal of microwaves, 2011, 27(1): 26-31. (in Chinese)

作者简介

崔玉国 (1984—), 男, 山东人, 硕士, 中国电波传播研究所工程师, 研究方向为电磁波传播、相控阵系统设计及大型天线阵外场测试技术.

王元新 (1978—), 男, 山东人, 博士, 中国电波传播研究所高级工程师, 研究方向为电波传播、电磁场理论及应用.